УДК 533.9

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

И.А. Тихомиров, В.А. Власов, Ю.Ю. Луценко, А.А. Зорин

Проведен анализ электродинамики высокочастотного (ВЧ) факельного разряда. Предложена и обоснована электродинамическая модель ВЧ факельного разряда.

Введение

ВЧ разряды, в соответствии с установившейся классификацией [1-4] называются ВЧ-индукционными (ВЧИ), ВЧ-емкостными (ВЧЕ) и ВЧ-дуговыми (ВЧД) разрядами. ВЧ-индукционный, так называемый безэлектродный Н-разряд, был описан еще в 1884 году [5]. В ВЧ-дуговых разрядах между электродами внутри разрядной камеры возбуждается дуговой Е-разряд. Обычный ВЧЕ разряд возбуждается в разрядной камере при наложении электродов на внешние диэлектрические стенки камеры. Среди ВЧ разрядов особое место занимает, так называемый, ВЧ факельный разряд. Разряд был открыт и так назван С.И. Зилитинкевичем в 1928 г. [6], т.к. разряд (рис. 1) с электрода - 1 горит в виде

факела, в котором высокотемпературный канал - 2 окружен светящейся диффузной оболочкой - 3, диаметр которой значительно больше, чем у канала. Энергия к разряду подводится от ВЧ генератора через электрод - 1.

По своей природе и свойствам ВЧ факельный разряд является одноэлектродным Е-разрядом, который горит с учетом емкостной связи факел-земля [7]. Вид, форма, режимы горения факельного разряда, его специфика описаны в работах [1-3, 8-19]. Разряд возбуждается в любой (включая и водород) газовой среде при давлениях 10...5$\cdot 10^5$ Па. Исследования показали, что плазма ВЧ факельного разряда обладает ярко выраженной неравновесностью. В зависимости от условий электронная температура в плазме разряда изменяется от 5000 до 35000 К и выше, а газовая (молекулярная) - от 1500 до 5000...9000 К. В каждом конкретном случае электронная температура в несколько раз (иногда на порядок), выше, чем газовая. Степень ионизации плазмы может изменяться с учетом электронной плотности $10^{15}...10^{22}$ м$^{-3}$ в диапазоне значений $10^{-8}...10^{-1}$.

В свое время [18, 20] была предложена приближенная электродинамическая модель разряда. Канал разряда рассматривается в этой модели как однородный проводник с распространяющейся по нему основной ТМ-волной. Выделяемая в разряде энергия определяется омическим сопротивлением, а ее рассеяние - радиальной теплопроводностью. Моделирование для более мощных ВЧ факельных разрядов, когда их геометрические размеры становятся соизмеримыми с длиной двухпроводной линии анодного контура ВЧ генератора, рассмотрено в работах [1, 21, 22]. С учетом слабого скин-эффекта диссипация электромагнитных волн различного типа в разряде, а не только основной ТМ волны проанализирована в [17]. В плазме канала, со слабо изменяющейся в осевом направлении величиной комплексной диэлектрической проницаемости, могут возбуждаться симметричные поперечно-электрические (ТЕ) и поперечно-магнитные (ТМ) волны, а также несимметричные волны, являющиеся гибридными (рис. 2). Характер электромагнитного поля разряда изучался (рис. 1) с помощью одновитковой рамки - 4, присоединенной к осциллографу. Численные расчеты и эксперименты [17] показали, что при средних мощностях определяющий вклад в энергобаланс разряда вносит основная ТМ волна. Вклад побочных ТМ волн незначителен и слабо зависит от мощности и частоты. Следует учитывать, что вклад ТЕ волн при средних мощностях (до 10 кВт) меньше, чем от основной ТМ волны, но с ростом мощности разряда и частоты доля вклада от ТЕ волн возрастает [17].

В работе [23] изучено распределение (рис. 1 и рис. 2) компонент электромагнитного поля H_φ и E_r и их затухание в канале разряда; определено радиальное распределение удельной электропроводности плазмы в разряде. Перегиб профиля удельной электропроводности наблюдается на границе раздела "канал-диффузная оболочка". При этом максимум магнитного поля H_φ наблюдается на перегибе, а максимум E_r - в пределах диффузной оболочки разряда - 3.

Данные о свойствах и особенностях ВЧ факельного разряда, специфике его электромагнитного поля, логично позволяют нам перейти к анализу электродинамики разряда с обоснованием новой электродинамической модели разряда в отличии от модели, предложенной в работах [18, 20].

1. Распределение электрических токов в канале высокочастотного факельного разряда

В отличие от работ [18, 20] будем рассматривать канал разряда в виде излучателя конечной длины. В этом случае канал разряда можно предс-

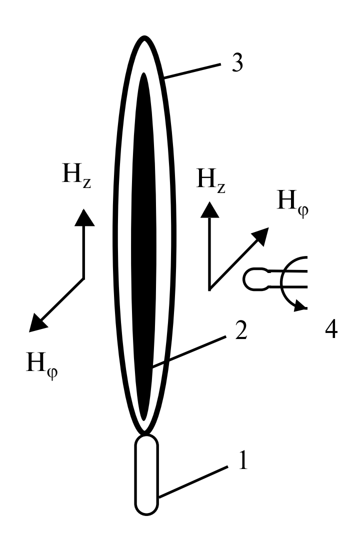


Рис. 1. *ВЧ факельный разряд*

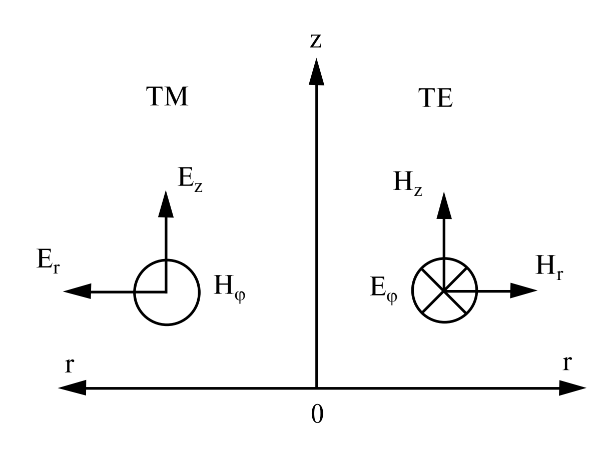


Рис. 2. *Распределение компонент электромагнитного поля в канале разряда*

тавить [25] в виде тонкого линейного излучателя конечной длины. Распределение токов в таком излучателе в соответствии с интегралом Кирхгофа-Гюйгенса [25] будет зависеть от H_φ:

$$H_\varphi = \frac{1}{4\pi}\int_{z_1}^{z_2}\left[\begin{array}{l}\dfrac{jkyI(z')\,e^{-jkr'}}{r'^2}+\\ +\dfrac{yI(z')\,e^{-jkr'}}{r'^3}\end{array}\right]dz', \qquad (1)$$

Здесь: $I(z')$ - распределение электрических токов вдоль линейного излучателя; r' - расстояние от элемента излучателя с координатой z' до точки наблюдения P, имеющей координаты x, y, z; k - постоянная распространения электромагнитной волны в непроводящей среде; H_φ - аксиальная компонента магнитного поля (рис. 1).

Электрическую составляющую электромагнитного поля можно легко определить через известную величину магнитной составляющей посредством следующего выражения [25]:

$$\overline{E} = (1/\,jw\varepsilon)\,\overline{\nabla}\times\overline{H}.$$

Прежде, чем проводить анализ экспериментальных результатов, рассмотрим распределение компонент поля для случая "электродинамической модели" разряда по работе [18]. Согласно этой "электродинамической модели" вдоль канала ВЧФР распространяется затухающая поперечно-магнитная волна. При этом предполагается, что отражение ее на конце канала разряда несущественно, и им можно пренебречь. В этом случае распределение электрических токов в канале ВЧФР запишется в виде [18]:

$$I = I_0 e^{-jz\gamma}; \quad \gamma = \alpha + j\beta, \qquad (2)$$

где γ - комплексный коэффициент распространения электромагнитной волны (волновое число) вдоль канала разряда.

Преобразуем интеграл (1) с учетом выражения (2).

Получим:

$$4\pi H_\varphi = \int_0^L\left[\frac{yI_0U}{r'^3}-\frac{kyI_0V}{r'^2}\right]dz' + $$
$$+\, j\int_0^L\left[\frac{yI_0U}{r'^3}+\frac{kyI_0V}{r'^2}\right]dz' \quad , \qquad (3)$$

где: $U = e^{-\alpha z'}\cos[-(\beta z' + kr')]$;

$V = e^{-\alpha z'}\sin[-(\beta z' + kr')]$.

Результаты расчетов величин интеграла (3) и, соответственно, распределения аксиальной компоненты магнитного поля вдоль оси ВЧФР для различных значений $|\gamma| = \sqrt{\alpha^2+\beta^2}$; $\arg\gamma = \dfrac{\beta}{\alpha}$ при $y = 3\cdot10^{-2}$ м приведены на рис. 3. Расчет проводился методом Симпсона.

Как видно из рисунка, постоянство аксиальной компоненты магнитного поля для случая "электродинамической модели" [18] может наблюдаться только на расстояниях от электрода, не превышающих нескольких сантиметров, что составляет величину не более 15...20 % от длины канала ВЧФР. Заметим также, что и характер изменения фазового сдвига вдоль оси ВЧФР, рассчитанный на основе "электродинамической модели" не соответствует полученной нами экспериментальной кривой.

Таким образом, полученные нами экспериментальные результаты не могут быть интерпретированы соответствующим образом в рамках "электродинамической модели" [18].

Перейдем теперь непосредственно к задаче определения распределения электрических токов в ВЧФР по результатам измерений аксиальной компоненты магнитного поля в ближней зоне его излучения.

В общем случае задача нахождения распределения электрических токов в излучателе по данным измерений создаваемого им поля достаточно сложна, и ее решение математически разработано [25] только для анализа компонент поля в дальней зоне излучения. Однако ее приближенное решение несложно получить, основываясь на том или ином численном методе расчета интеграла Кирхгофа-Гюйгенса.

В соответствии с методом трапеций приближенное значение интеграла (2) запишется в виде [26]:

$$H_\varphi(z) = \frac{1}{4\pi}\int_0^L\left[\begin{array}{l}\dfrac{jkyI(z')e^{-jkr'}}{r'^2}+\\ +\dfrac{yI(z')e^{-jkr'}}{r'^3}\end{array}\right]dz' =$$
$$= \int F(z';r';y)dz' \approx$$
$$\approx \frac{1}{\Delta z'}\left[\begin{array}{l}\dfrac{1}{2}[F(z')+F(z'_n)]+\\ +F(z'_1)+\ldots+F(z'_{n-1})\end{array}\right]\Bigg|_{y=\mathrm{const}}$$

Подынтегральную функцию $F(r';z';y')$ можно представить в виде: $F(r';z';y') = a(z;z')|_{y=\mathrm{const}}\cdot I(z')$,

где: $a(z,z') = \dfrac{1}{4\pi}\left[\dfrac{jk}{r'^2}+\dfrac{1}{r'^3}\right]e^{-jkr'}$.

Выбрав соответствующим образом n экспериментально полученных значений аксиальной компоненты магнитного поля мы можем записать n линейных уравнений на n неизвестных величин. В матричном виде данная система уравнений запишется следующим образом:

$$[I]\cdot[A] = [B], \qquad (4)$$

где $[I]$ - вектор-столбец неизвестных электрических токов, соответствующих определенным участ-

кам канала разряда; [*A*] - матрица коэффициентов $a(z;z')$; [*B*] - вектор-столбец экспериментально полученных значений аксиальной компоненты магнитного поля.

В качестве примера рассмотрим решение задачи о нахождении распределения электрических токов излучателя по известным значениям аксиальной компоненты магнитного поля для случая ВЧФР с длиной канала L=18 см, что соответствует мощности, вкладываемой в разряд $W \approx 2$ кВт.

Разобьем канал разряда на 6 отрезков длиной 3 см. В этом случае матрица коэффициентов $a(z;z')$ при у =30 мм будет иметь следующий вид:

$$A = \begin{bmatrix} 18524 & 13103 & 3318 & 1175 & 531 & 282 & 83 \\ 6551 & 37049 & 13103 & 3318 & 1175 & 531 & 140 \\ 1659 & 13103 & 37049 & 13103 & 3318 & 1175 & 265 \\ 587 & 3318 & 13103 & 37049 & 13103 & 3318 & 587 \\ 265 & 1175 & 3318 & 13103 & 37049 & 13103 & 1659 \\ 141 & 531 & 1175 & 3318 & 13103 & 37049 & 6551 \\ 83 & 282 & 531 & 1175 & 3318 & 13103 & 18524 \end{bmatrix}.$$

Здесь с целью упрощения мы пренебрегаем запаздыванием сигнала, что выражается в отбрасывании мнимых частей коэффициентов, величина которых для ближней зоны излучения сравнительно мала.

Вектор-столбец значений аксиальной компоненты магнитного поля составим, пользуясь имеющимися экспериментальными данными. В данном случае он будет иметь следующий вид:

$$B = \begin{vmatrix} 1{,}00 + j\,0{,}00 \\ 0{,}99 + j\,0{,}09 \\ 0{,}90 + j\,0{,}19 \\ 0{,}96 + j\,0{,}26 \end{vmatrix} \qquad B = \begin{vmatrix} 0{,}94 + j\,0{,}32 \\ 0{,}82 + j\,0{,}57 \\ 0{,}69 + j\,0{,}72 \end{vmatrix}.$$

Здесь с целью упрощения анализа мы используем относительные, а не абсолютные значения аксиальной компоненты магнитного поля. Переход к абсолютным значениям несложно осуществить умножением полученных значений амплитуд токов на соответствующий множитель.

Решение системы уравнений (4) найдем путем использования метода Гаусса. После преобразований получим значения величин электрических токов, соответствующих определенным участкам канала ВЧФР. Вектор-столбец электрических токов будет иметь вид:

$$I = \begin{vmatrix} 3{,}88 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,3{,}00^0} \\ 2{,}16 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,3{,}8^0} \\ 1{,}21 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,10{,}1^0} \\ 2{,}24 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,14{,}0^0} \end{vmatrix} \quad I = \begin{vmatrix} 1{,}38 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,5{,}1^0} \\ 1{,}11 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,55{,}1^0} \\ 4{,}50 \cdot 10^{-5} \cdot e^{j\,55{,}0^0} \end{vmatrix}.$$

"Выбросы" амплитуды электрического тока в крайних точках связаны с краевыми эффектами, а также с приближенностью метода решения задачи. Однако в реальности краевые эффекты не столь существенны для случая факельного разряда, так как с одной стороны канал разряда электрически связан и является своего рода продолжением электрода, с другой стороны канал разряда не имеет резкой границы. Расчет, проведенный с учетом диффузной части разряда, подтверждает вышеприведенные соображения.

На рис. 4 приведены распределения электрических токов вдоль оси свободного ВЧФР с учетом и без учета диффузной части разряда, а также для случая экранированного ВЧФР.

Как видно из рис. 4, постоянству амплитуды аксиальной компоненты магнитного поля в ближней зоне излучения разряда соответствует распределение электрического тока с неэкспоненциальным характером изменения амплитуды вдоль оси разряда.

Заметим, что отсутствие существенных изменений электрических параметров плазмы разряда вдоль его оси можно объяснить наличием:

- слабого затухания электромагнитной волны, запитывающей разряд;
- отраженной электромагнитной волны в конце разряда.

При отсутствии затухания электромагнитной волны горение разряда невозможно, так как в этом случае не происходит передачи энергии электромагнитной волны к плазме разряда.

Такими образом, с целью интерпретации полученных расчетных и экспериментальных результатов мы должны предположить наличие отраженной электромагнитной волны в канале факельного разряда [27-29].

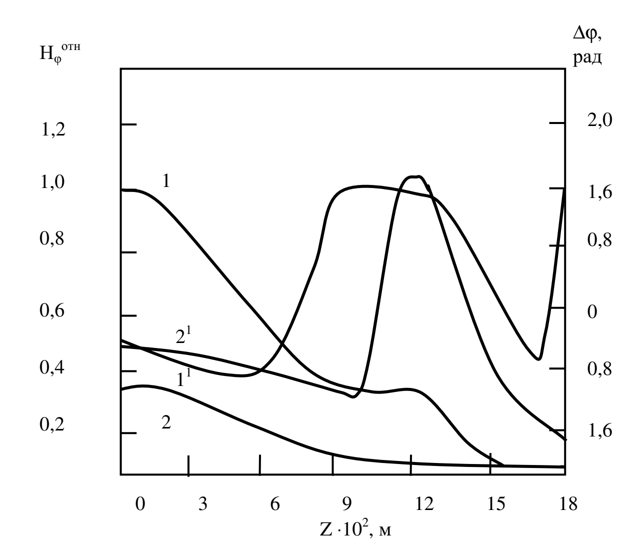
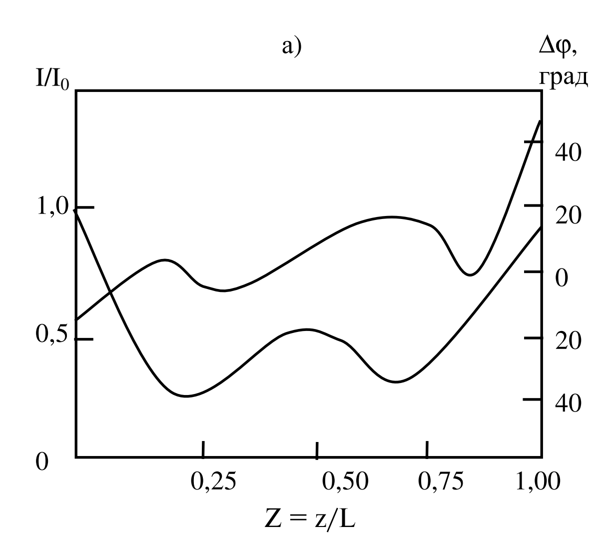
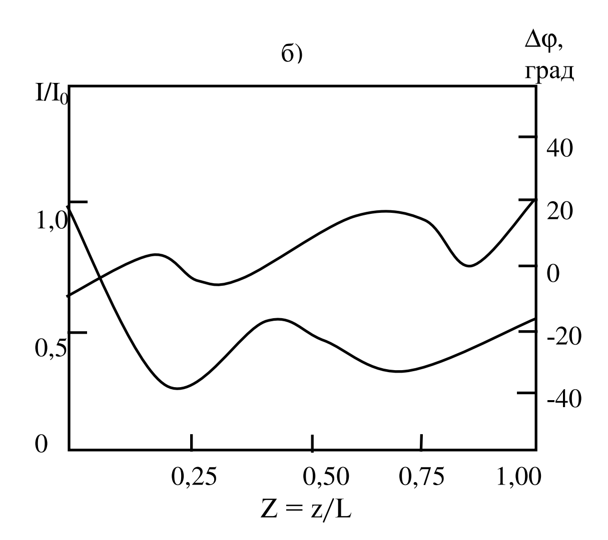


Рис. 3. *Расчетное распределение аксиальной компоненты магнитного поля вдоль оси ВЧФР: 1) относительная амплитуда; 2) фазовый сдвиг. (1, 2) - |γ| = 45 м⁻¹; argγ=π/4 (1¹, 2¹) - |γ| = 30 м⁻¹; argγ=π/4*





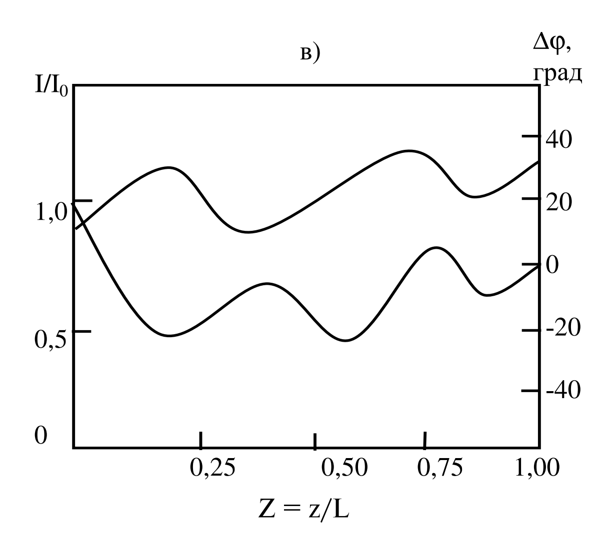


Рис. 4. *Распределение амплитуды (1) и фазового сдвига (2) высокочастотного тока в канале ВЧФР: без учета (а) и с учетом диффузной части разряда (б); (в) - экранированный разряд*

2. Электродинамическая модель высокочастотного факельного разряда с учетом отраженной электромагнитной волны

Впервые высокочастотный факельный разряд был рассмотрен в виде линии с распределенными параметрами конечной длины в работе [30]. Авторы вышеуказанной работы справедливо указали на недостатки электродинамической модели ВЧФР [18], основанной на представлении разряда в виде цилиндра бесконечной длины, которые выражались, прежде всего, в расхождении теоретических расчетов с экспериментальными результатами. Заметим, что модель бесконечного цилиндра применима только в случае отсутствия в канале ВЧ факельного разряда отраженной электромагнитной волны. Другими словами, учет конечности длины канала ВЧФР при теоретическом рассмотрении выражается прежде всего в учете наличия в канале разряда отраженной электромагнитной волны, что и сделано в предлагаемой модели.

Рассмотрим волну электрического тока, распространяющуюся вдоль линии конечной длины (см. рис. 5). В общем виде ток, протекающий в точке *z*, определяется [26] следующим образом:

$$\dot{I}e^{j\omega t} = \dot{I}_0 e^{j\omega t}\left[e^{\gamma z} + ce^{j\zeta}e^{-\gamma z}\right]. \quad (5)$$

Здесь: $\dot{I}$, $\dot{I}_0$ - комплексные амплитуды ВЧ-токов, соответственно в точках z и $z = 0$; $\gamma = \alpha + j\beta$ - комплексный коэффициент распространения (волновое число) электромагнитной волны в канале ВЧФР; $ce^{j\zeta}$ - комплексный коэффициент отражения электромагнитной волны на конце линии.

Выясним далее, при каких значениях параметров α, β, ζ, c, рассчитанное на основе экспериментальных результатов распределение электрического тока в канале ВЧФР может быть удовлетворительно описано выражением (5).

Результаты расчетов распределения амплитуды и фазового сдвига электрического тока вдоль канала ВЧФР, проведенные согласно выражению (5) для различных значений α, β представлены на рис. 6. Сопоставляя кривые распределений электрического тока, изображенного на рис. 4, можно видеть, что наибольшее совпадение распределений электрического тока, полученных, соответственно, на основе экспериментальных данных и в результате расчетов по формуле (5) наблюдается в случае

$$\alpha = 3\ м^{-1},\ \beta \leq 30\ м^{-1},\ \xi = 0,\ c = 1.$$

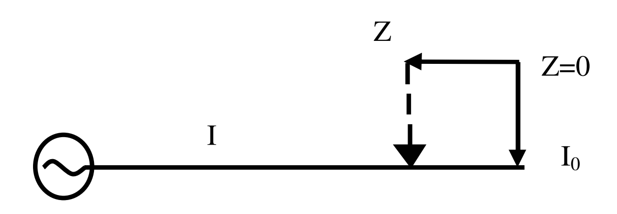


Рис. 5. *Схема линии конечной длины*

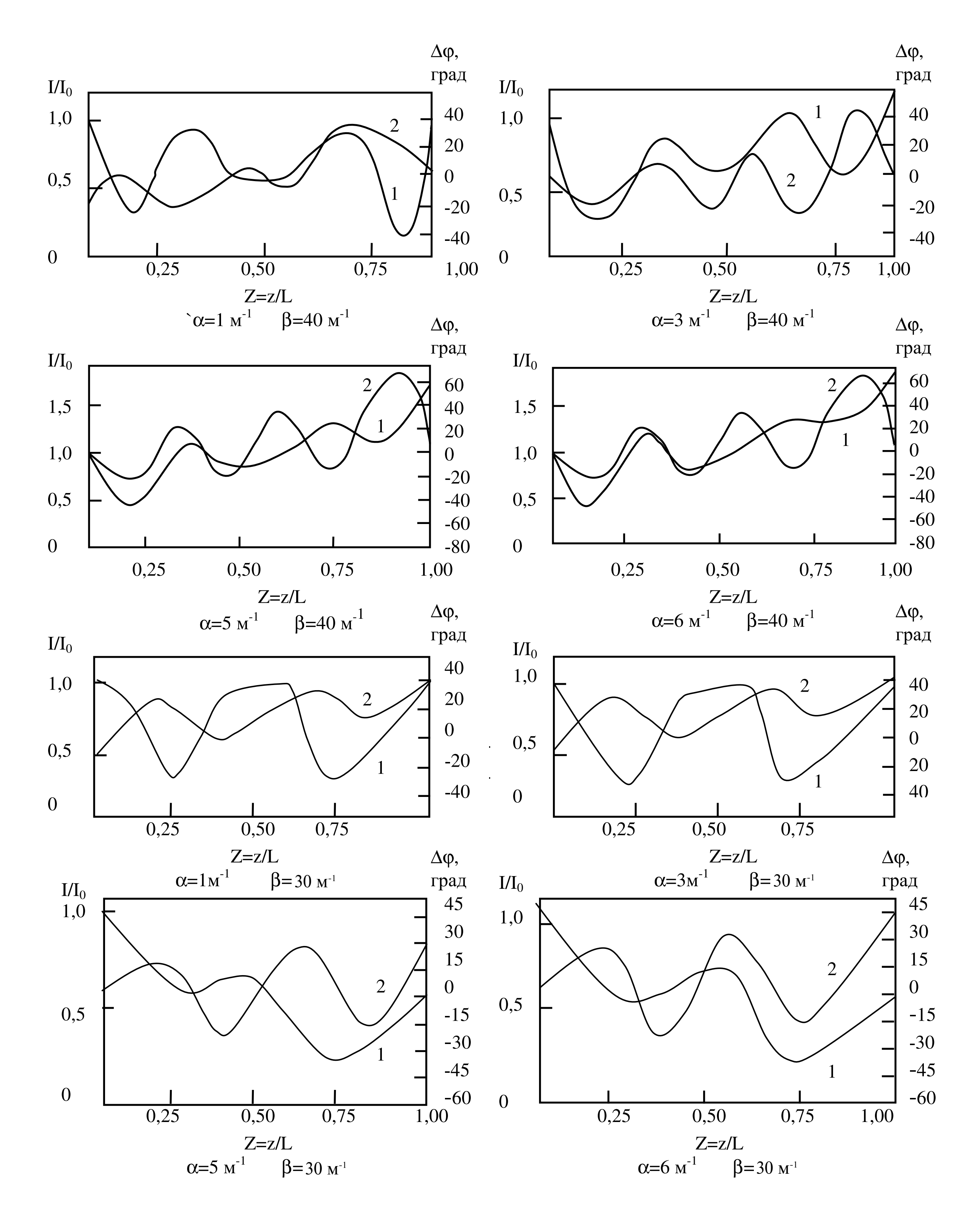


Рис. 6. *Расчетные кривые распределения амплитуды (1) и фазового сдвига (2) электрического тока в канале ВЧФР*

Малую величину коэффициента затухания электромагнитной волны, распространяющейся вдоль канала ВЧФР, подтверждают также измерения фазового сдвига между радиальной компонентой магнитного поля E_r и аксиальной компонентой магнитного поля H_φ. Заметим, что для цилиндрических структур в непроводящей зоне отношение комплексных амплитуд E_r и H_φ непосредственно определяется [31] величиной волнового числа h:

$$\frac{E_r}{H_\varphi} = \frac{h\mu\omega}{k_2^2}. \qquad (6)$$

Учитывая, что величина $\frac{\mu\omega}{k_2^2}$ - действительная, из выражения (6) получим:

$$e^{j\left[\Psi_{E_r} - \Psi_{H_\varphi}\right]} = Ce^{j\operatorname{arctg}\frac{\beta}{\alpha}}, \qquad (7)$$

где C - действительная константа; β - коэффициент затухания; α - фазовый коэффициент ($h = \alpha + j\beta$).

Таким образом, согласно выражению (7) по величине фазового сдвига между радиальной компонентой электрического поля и аксиальной компонентой магнитного поля однозначно определяется отношение коэффициента затухания к коэффициенту фазы электромагнитной волны, распространяющейся в плазме ВЧФР.

Эксперимент по определению характера магнитного поля ВЧФР позволяет также провести оценку разности фаз между компонентами поля E_r и H_φ.

Рассмотрим более подробно смещение кривой сигнала I в зависимости от угла вращения рамки φ (рис. 1), обусловленное наводками компоненты поля E_r. Сигнал от рамки, поступающий на вход измерительного прибора определяется как сумма ЭДС, наводимых магнитным и электрическим полями

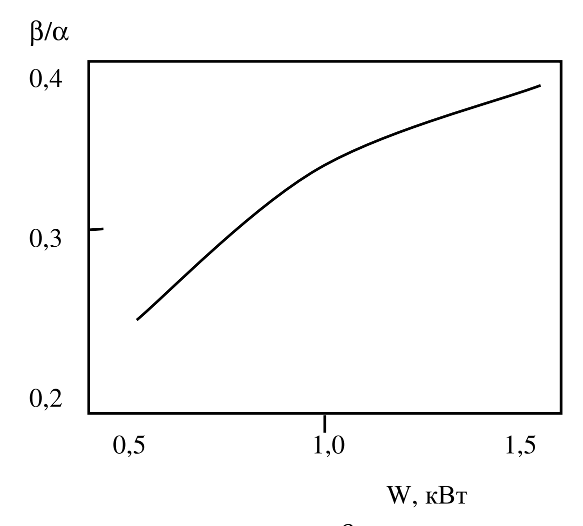


Рис. 7. *Зависимость соотношения β/α от мощности разряда W*

$$I = \varepsilon_{E_r} + \varepsilon_{H_\varphi}.$$

Учитывая, что геометрические размеры рамки и частота электромагнитного поля постоянны, можно записать:

$$|I|e^{j\Psi_I} = Ae^{j\Psi_{E_r}} + Be^{j\Psi_{H_\varphi}}\sin\varphi,$$

где A и B - постоянные действительные величины, характеризующие величины сигналов, поступающих на вход измерительного прибора соответственно от электрической и магнитной компонент поля.

Преобразуя выражение (7), получим:

$$|I| = \left[A^2 + B^2\sin^2\varphi + 2AB\cos\left(\Psi_{E_r} - \Psi_{H_\varphi}\right)\sin\varphi\right]^{\frac{1}{2}}; \qquad (8)$$

$$\Psi_I = \operatorname{arctg}\frac{A\sin\Psi_{E_r} + B\sin\Psi_{H_\varphi}\sin\varphi}{A\cos\Psi_{E_r} + B\cos\Psi_{H_\varphi}\sin\varphi}. \qquad (9)$$

Пусть для определенности $\Psi_{E_r} = 0$.

Тогда выражение (9) примет следующий вид:

$$\Psi_I = \operatorname{arctg}\frac{B\sin\Psi_{H_\varphi}\sin\varphi}{A + B\cos\Psi_{H_\varphi}\sin\varphi}.$$

При $\varphi = 0$ очевидно, что $\Psi_I = 0$. Получим:

$$\operatorname{ctg}\Psi_I = \frac{\zeta}{\sin\Psi_{H_\varphi}\sin\varphi}. \qquad (10)$$

Здесь $\zeta = \frac{A}{B}$.

Выражение (10) в случае $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ запишется в виде системы уравнений:

$$\operatorname{ctg}\Psi_I\Big|_{\varphi=\frac{\pi}{2}} = \frac{\zeta}{\sin\Psi_{H_\varphi}} + \operatorname{ctg}\Psi_{H_\varphi}; \qquad (11)$$

$$\operatorname{ctg}\Psi_I\Big|_{\varphi=-\frac{\pi}{2}} = \operatorname{ctg}\Psi_{H_\varphi} - \frac{\zeta}{\sin\Psi_{H_\varphi}}. \qquad (12)$$

Для случая ВЧФР, горящего при атмосферном

давлении мощностью W=1 кВт на расстоянии от электрода l=60 мм, имеем:

$$\Psi_I\Big|_{\varphi=\frac{\pi}{2}}=7^\circ; \quad \Psi_I\Big|_{\varphi=-\frac{\pi}{2}}=-40^\circ.$$

Соответственно, в результате решения системы уравнений (11-12) получим, $\Psi_{E_r}-\Psi_{H_\varphi}=16^\circ$; $\zeta=1,22$.

Используя (7), будем иметь $\frac{\beta}{\alpha}=0,287$.

Результаты измерений $\frac{\beta}{\alpha}$ в зависимости от мощности разряда приведены на рис. 7.

Как видно из рис. 7, величина $\frac{\beta}{\alpha}$ находится в пределах 0,25...0,35.

Учитывая, что длина электромагнитной волны имеет величину большую, чем длина канала, т.е. $2\pi/\alpha \geq L$, получим, что падение интенсивности поля в e раз происходит на расстоянии от электрода, которое сопоставимо или превышает длину канала разряда, так как $\beta \leq 1,8/L$. Таким образом, полученная нами оценка величины коэффициента затухания для ВЧФР мощностью 0,7...1 кВт в несколько раз меньше соответствующей величины, приведенной в работах [18, 20], что говорит в пользу предлагаемой новой модели разряда.

Рассмотрим распределение мощности диссипирующей в плазме ВЧФР электромагнитной энергии.

Мощность джоулевых потерь, возникающих в результате диссипации электромагнитной волны, запишется следующим образом [20]:

$$W=2\pi\int_0^z\int_0^r R|I|^2\, rdrdz. \quad (13)$$

Здесь $|I|$ - действующее значение высокочастотного тока; r - радиус канала ВЧФР; R - величина активной составляющей сопротивления плазмы ВЧФР, приходящейся на единицу длины, которая в случае слабого скин-эффекта определится следующим образом:

$$R=(\sigma\pi r^2)^{-1}. \quad (14)$$

Используя выражение (5) для высокочастотного тока, распространяющегося по линии конечной длины, получим выражение для действующего значения тока:

$$|I|=|I_0|\left[\begin{array}{l}\left[\begin{array}{l}e^{\alpha z}\cos\beta z+\\+Ce^{-\alpha z}\cos(\varphi-\beta z)\end{array}\right]^2+\\+\left[\begin{array}{l}e^{\alpha z}\sin\beta z+\\+Ce^{-\alpha z}\sin(\varphi-\beta z)\end{array}\right]^2\end{array}\right]^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

С учетом выражений (14) и (15) интеграл (13) для случая C = 1, φ = 0 запишется следующим образом:

$$W=2\sigma^{-1}|I_0|^2\int_0^z(ch2\alpha z-\sin^2\beta z)dz. \quad (16)$$

Мощность, диссипирующую в канале ВЧФР, найдем путем интегрирования выражения (16).

Получим:

$$W(L)=$$

$$=2\sigma^{-1}|I_0|^2\left[\begin{array}{l}\frac{ch2\alpha L}{2\alpha}+\\+\frac{1}{4\beta}\sin\beta L\cos\beta L-\frac{L}{2}\end{array}\right]. \quad (17)$$

Найдем распределение плотности источников диссипации электромагнитной энергии вдоль канала ВЧФР. Мощность, приходящаяся на единицу длины канала ВЧФР, характеризуется величиной $\frac{dW}{dz}$. Из выражения (17) следует, что:

$$\frac{dW}{dz}=2\sigma^{-1}|I_0|^2(ch2\alpha z-\sin^2\beta z).$$

Результаты расчетов величины $\frac{dW}{dz}$ для случая разряда с длиной канала L приведены на рис. 8. Как видно из рис. 8, по длине разряда можно выделить три зоны интенсивного энерговыделения - на краях и в центральной части канала разряда.

Подводя итог вышесказанному, делаем такие заключения:

1. Полученное на основе теоретических расчетов и экспериментальных результатов распределение электрического тока вдоль канала ВЧФР в отличии от работ [18, 20] носит неэкспоненциальный характер.

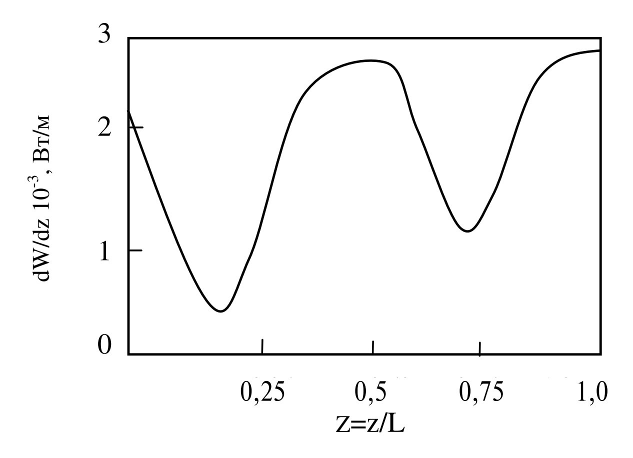


Рис. 8. *Зависимость dW/dz от длины канала разряда*

2. Расчеты, проведенные на основе предложенной модели разряда, представленного в виде линии конечной длины с распределенными параметрами, подтверждают предположение о наличии в канале ВЧФР отраженной электромагнитной волны.
3. Отражение электромагнитной волны и тока в конце канала разряда носит характер, близкий к синфазному.
4. Длина электромагнитной волны, распространяющейся вдоль канала ВЧФР, как правило, превышает длину канала разряда, т.е. выполняется условие $L \leq 2\pi\alpha^{-1}$.
5. Затухание электромагнитной волны в плазме ВЧФР в 5...10 раз меньше, чем это следует из результатов работ [18, 20].

Все это позволяет сделать вывод, что в предлагаемой электродинамической модели лучше учитываются свойства и особенности ВЧ факельного разряда, чем в модели авторов работ [18, 20].

Результаты проведенных исследований и расчетов направлены на более эффективное исследование ВЧ факельного разряда в технологии и технике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тихомиров И.А. // Изв. СО АН СССР. - 1980. - Вып. 2. - № 8. - С. 3-13.
2. Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С.В. Дресвина. - М.: Атомиздат, 1972. - 352 с.
3. Сорокин Л.М. // Теория электрической дуги. - Новосибирск: Наука, 1977. - Т. 46, вып. 4. - С. 15-26.
4. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984. - 416 с.
5. Hittorf W. // Annal. Phys. Chem. - 1884. - P. 71-74.
6. Зилитинкевич С.И. // Телеграфия и телефония без проводов. - 1928. - № 9. - С. 20-27.
7. Нейман М.С. // Известия электропромышленности слабого тока. - 1935. - № 7. - С. 38-48.
8. Аппаратура и методы исследований ВЧ-разрядов (по материалам семинара ВДНХ 16.01.1973 г.) // Под ред. проф. И.А. Тихомирова. - Томск: Изд-во ТГУ, 1976. - 64 с.
9. Капцов Н.А. Электроника. - М.: ГЦТТЛ, 1954. - 320 с.
10. Матвеев Я.Н. // ЖТФ. - 1941. - Т. 11. - С. 63-80.
11. Бамберг А.С., Дресвин С.В. // ЖТФ. - 1962. - Т. 32. - С. 31-40.
12. Trunecek V. // Folia Fac. Sci. - Brno: Nat. Universit. - 1971. - V. 12. - P. 51-54.
13. Марусин В.В., Тихомиров И.А. // Применение низкотемпературной плазмы в технологии: Труды Всес. семинара. - Киев: ОНТИ АН УССР, 1968. - С. 16-18.
14. Тихомиров И.А., Лисицын В.М. // Труды IV Всес. конф. по физике и генераторам низкотемпературной плазмы. - Алма-Ата: КазПИ, 1970. - С. 11-12.
15. Тихомиров И.А., Тихомиров В.В., Федянин Б.Я. // Изв. ТПИ. - 1972. - Т. 225. - С. 110-113.
16. Тихомиров И.А. и др. // Труды VI Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. - Фрунзе: ИЛИМ, 1974. - С. 8-10.
17. Тихомиров И.А. Луценко Ю.Ю. // Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук. - 1989, вып. 1. - С. 81-84.
18. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. // ЖТФ. - 1970. - Т. 15. - С. 340-345.
19. Тихомиров И.А., Власов В.А. // Изв. вузов. Физика. - 2000. - № 4. - С. 143-150.
20. Качанов А.В., Трехов Е.С. // Физика газоразрядной плазмы. - М.: Атомиздат, 1968. - Вып. 1. - С. 60-67.
21. Тихомиров И.А. и др. // Изв. ТПИ. - Томск. - 1976. - Т. 276. - С. 40-43.
22. Тихомиров И.А. и др. // Труды V Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. 2. - Киев: ФОЛ АН УССР, 1979. - С. 11-15.
23. Тихомиров И.А., Луценко Ю.Ю. // Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук. - 1989. - Вып. 3. - С. 109-115.
24. Тихомиров И.А., Луценко Ю.Ю. // ЖТФ. - 1989. - Т. 59. - Вып. 11. - С. 128-130.
25. Уолтер К. Антенны бегущей волны. - М.: Связь, 1970. - 372 с.
26. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. - М.: Наука, 1955. - 778 с.
27. Луценко Ю.Ю., Тихомиров И.А., Шайхеев А.Г., Корючкин А.В. // Плазменная техника, технология. - Казань, 1988. - С. 5-6.
28. Тихомиров И.А., Луценко Ю.Ю. // Тез. докл. V Всес. конф. по физике газового разряда. - Омск, 1990. - С. 81.
29. Луценко Ю.Ю., Тихомиров И.А. // Тез. докл. Всес. семинара по высокочастотному пробою газов. - Тарту, 1989. - С. 74.
30. Тихомиров И.А., Тихомиров В.В., Левашов В.С. // Изв. ТПИ. - 1976. - Т. 276. - С. 12-15.
31. Стрэттон Д. Теория электромагнитизма. - М.-Л.: Гостехиздат, 1948. - 548 с.
32. Тихомиров И.А., Власов В.А., Луценко Ю.Ю. Физика и электрофизика высокочастотного факельного разряда и плазмотроны на его основе. - М.: Энергоатомиздат, 2002. - 200 с.